УДК 535:621.372.8

ДИНАМИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ СИГНАЛА В КОРОТКИХ ОТРЕЗКАХ МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

В.Э. Аппельт, А.С. Задорин, Р.С. Круглов, П.В. Чернов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
E-mail: Anatoly.Zadorin@rzi.tusur.ru

Работа посвящена моделированию процессов линейных динамических искажений оптических сигналов в многомодовых волокнах, обусловленных дисперсией волноводных мод и межмодовой связью, вызываемой шероховатостями поверхности сердцевины оптического волокна. Показано, что при длинах оптического волокна, превышающих длину установившейся вязи мод, сигнал приобретает устойчивую форму, не зависящую от условий возбуждения волокна, и близкую к отклику электронной интегрирующей цепи. Проведено сравнение результатов расчетного и натурного экспериментов по исследованию зависимости ширины полосы пропускания от длины волокна в полимерном оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления, демонстрирующее хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Введение

Многомодовые оптические волокна (МОВ), как правило, используются при построении систем связи, радиус которых настолько мал, что длины элементарных кабельных участков соизмеримы с длиной установившейся связи мод. Математические модели, описывающие трансформацию оптических импульсов в указанных условиях, развиты слабо, что накладывает ограничение на возможности оптимизации быстродействия телекоммуникационных сетей.

В оптически линейных МОВ основным механизмом искажений сигнала является эффекты межмодовой дисперсии (ММД) [1, 2], а трудности их моделирования связаны, прежде всего, с наличием микронерегулярностей на границе раздела в среднем ровной поверхности сердцевины оптического волокна (ОВ). Такие шероховатости сердцевины приводит к формированию многократных связей внутри спектра волноводных мод (ВМ), и радиационным потерям.

Основной целью настоящей работы является моделирование процессов трансформации оптических сигналов в МОВ, обусловленных дисперсией волноводных мод и межмодовой связью, вызываемой шероховатостями поверхности оптического волокна.

Постановка задачи

Рассмотрим слабонаправляющее, N-модовое, оптически линейное ОВ [3] со ступенчатым профилем показателя преломления, без потерь, в направлении оси z которого распространяются линейно-поляризованная ВМ (LP) [1]:

$$\mathbf{E}_s(r,\phi,z)=\begin{cases}\mathbf{e}_s\cdot E_s\dfrac{J_l(\frac{u\cdot r}{a})}{J_l(u)}\begin{Bmatrix}\cos l\phi\\ \sin l\phi\end{Bmatrix}e^{j(\omega t-\beta_s z)-\alpha z}, r<a\\ \mathbf{e}_s\cdot E_s\dfrac{N_l(\frac{w\cdot r}{a})}{N_l(w)}\begin{Bmatrix}\cos l\phi\\ \sin l\phi\end{Bmatrix}e^{j(\omega t-\beta_s z)-\alpha z}, r>a\end{cases},\quad(1)$$

где J_l, N_l – функции Бесселя и Неймана порядка l, описывающие профиль ВМ в области сердцевины и оболочки соответственно; $\mathbf{e}_s$ – вектор поляризации ВМ; E_s – амплитуда ВМ; ω – круговая частота; β_s – постоянная распространения ВМ; α – коэффициент затухания; r, ϕ, z – координаты цилиндрической системы координат;

$$u=a\sqrt{k_0^2n_{co}^2-\beta_s^2},\quad w=a\sqrt{\beta_s^2-k_0^2n_{cl}^2},$$

где a – радиус сердцевины, n_{co} и n_{cl} – показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно, k_0 – волновое число световой волны в вакууме.

Среднюю интенсивность всех мод обозначим вектором интенсивностей $\mathbf{I}$. Компоненты $\mathbf{I}$ будем называть родительскими волноводными модами. Будем считать, что вектор $\mathbf{I}$ модулирован динамической зависимостью $x(t)$. Обозначим соответствующий модовый пакет $x(t)\cdot\mathbf{I}$ вектором $\mathbf{x}(t)$. Входной сигнал оптической системы передачи $\mathbf{x}(t)$, распространяясь вдоль оси z ОВ, под действием ряда физических механизмов претерпевает линейные искажения, трансформируясь к виду $\mathbf{y}(z,t)$.

Решение задачи моделирования и снижения линейных ММД-искажений сигнала в регулярном ОВ с идеальной поверхностью сердцевины не вызывает затруднений, т. к. в указанной ситуации межмодовая связь исключена, и интерференция ВМ возможна только на фотоприемнике приемного модуля.

Рассмотрим далее влияние на $\mathbf{y}(z,t)$ разного рода отклонений от указанной идеализации. Среди таковых ниже рассматриваются микроскопические неоднородности ОВ, сосредоточенные на поверхности сердцевины.

Матричная импульсная характеристика МОВ

Микроскопические неоднородности в среднем ровной поверхности сердцевины могут быть описаны изотропным двумерным стохастическим полем $f(\mathbf{r})$. Радиус корреляции поля обозначим через l_c, а среднюю высоту шероховатости – δ.

Для спектра $\mathbf{I}_0$ распространяющихся в направлении оси z волноводных мод локальные микро-

скопические неоднородности поверхности сердцевины эквивалентны пространственным флуктуациям Δn эффективного показателя преломления $n(r)$ относительно его среднего уровня $n_{ср}$ [4].

Указанные шероховатости ОВ приводят к распределенной по всему волокну связи внутри спектра ВМ и непрерывному и многократному энергообмену между составляющими сигнального вектора $\mathbf{y}(z,t)$, при его распространении вдоль оси z.

При анализе параметров системы связи практический интерес представляет интенсивность цифрового сигнала, усредненная по его длительности τ. Для реальных систем с многомодовыми ОВ это время значительно превышает время прохождения сигналом участка длиной l_c. Поэтому, в соответствии с [5], мы будем рассматривать лишь накапливающиеся изменения интенсивностей $\mathbf{y}(z,t)$, усредненные по интервалу Δ, значительно превышающему l_c, но существенно меньшему, чем длина нормализации L_k k-й «родительской» волноводной моды (РВМ), на которой спектр $\mathbf{I}(z)$ трансформируется в устойчивый, равновесный набор мод, т. е.

$$l_c << \Delta << v\tau << L_k, \tag{2}$$

где v – групповая скорость волнового пакета.

Отклик $\mathbf{y}(\Delta,t)$ на выходе элементарного участка Δ может быть определен как свертка импульсной характеристики с входным сигналом $\mathbf{x}(t)$. Однако в случае многомодового волокна импульсная характеристика $\mathbf{h}(t)$ является матричной величиной. Далее будем назвать ее импульсной матрицей межмодового рассеяния (ИММР) [6]. По своему значению ИММР аналогична многомерной импульсной характеристике линейного электронного многополюсника [7].

Для расчета динамики $\mathbf{y}(t)$ на выходе участка ОВ с длиной кратной Δ, т. е. $z = p\Delta$, воспользуемся свойством оптической линейности ОВ. Последовательно p раз применим свертку импульсной характеристики с входным сигналом $\mathbf{x}(t)$

$$\mathbf{y}(p\cdot\Delta,t) = \underbrace{\mathbf{h}(t)*...*}_{p}\mathbf{x}(t), \tag{3}$$

где символом *...* обозначена p-кратная матричная временная свертка сигнала $\mathbf{x}(t)$ с ИММР.

Очевидно, что размерность $\mathbf{h}(t)$ определяется числом ВМ, в которые рассеивается энергия вектора РВМ $\mathbf{x}(t)$. Если принимать во внимание только те моды, которые вследствие рассеяния энергии РВМ, распространяются в попутном направлении, то размерность указанной матричной импульсной характеристики оказывается равной $N\times N$. Наличием обратно рассеянных мод можно пренебречь, т. к. их влияние сказывается только лишь на ближнем конце системы передачи.

Импульсная характеристика любого линейного многополюсника, представляет собой динамический отклик системы на сигнал, близкий к δ-функции. В работах [8, 9] было установлено, что элементы импульсной матрицы межмодового рассеяния $\mathbf{h}(t)$ определяются выражением

$$\left.\begin{array}{ll} h_{mm} = (\mathrm{M}_{mm}/\tau_m)Rect((t-\tau_m)/\tau_m) \approx \mathrm{M}_{mm}\,\delta(t-\tau_m), & \text{при } m = n, \\ h_{mn} = (\mathrm{M}_{mn}/\tau_{mn})Rect((t-\tau_n)/\tau_{mn}), & \text{при } m \neq n. \end{array}\right\}, \tag{4}$$

где τ_{mn} – относительная временная задержка между n-й ВМ «потомком» (ПВМ) и m-й РВМ, вычисляемая через разность групповых скоростей v_n и v_m указанных мод; $\mathbf{M}$ – матрица межмодового рассеяния (ММР), определяемая следующим выражением [8]

$$M_{n,m}(L) = \frac{k_0^4\pi^2}{(k_m^2+\alpha_m^2)}\xi_{m\,n}^2\,G_{m\,n}(\Delta k), \tag{5}$$

$$M_{m,m}(L) =$$

$$= \left(1 + \frac{Lk_0^4\pi^2}{(j\cdot k_m+\alpha_m)}\sum_n \frac{1}{(j\cdot k_n+\alpha_n)}\xi_{m,n}^2 G_{m,n}(\Delta k)\right)^2. \tag{6}$$

где $G_{m,n}(\Delta k)$ – двумерный дискретный энергетический спектр шероховатости; ξ_{mn} – коэффициент связи между m-й и n-й модами:

$$\xi_{m,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(r)\cdot E_m'^*(r)\cdot E_n'(r)rdr, \tag{7}$$

E' – профиль ВМ; $\Delta\varepsilon = n\cdot\Delta n$ – вариация диэлектрической проницаемости среды в поле пространственной гармоники $\Delta k = k_n - k_m$ энергетического спектра шероховатостей $G_{m,n}(\Delta k)$, обеспечивающей синхронизм между волноводными модами.

Коэффициент затухания α_i, входящий в (5, 6), определяет радиационные потери ВМ, обусловленные наличием шероховатости поверхности сердцевины [7].

Соотношение (3), вместе с (4–6) формализуют эффект ММД и имеют прозрачный физический смысл. На элементарном участке Δ многомодового ОВ любая из N родительских мод испытывает задержку $\tau_m = \Delta/v_m$ и формирует N–1 мод потомков. При этом, в силу межмодовой задержки, перекачка энергии от РВМ к ПВМ оказывается рассредоточенной во временном интервале τ_{ij}, что, в полном соответствии с (4), указывает на динамическое уширение формы ПВМ относительно δ-импульса РВМ. ПВМ описываются прямоугольными импульсами, которые могут как отставать, так и опережать родительский δ-импульс. Представленная модель описывает ММД-искажения оптического сигнала лишь при малых длинах ОВ Δ и слабом рассеянии энергии РВМ. При больших длинах ОВ трансформация импульса описываются многократной матричной сверткой (3) вектора РВМ с ИММР, которая является физической моделью эффекта многократного рассеяния и интенсивного перемешивания мод в ОВ. В ходе этого процесса вектор РВМ $\mathbf{x}(t)$ испытывает как радиационное затухание, так и сильное взаимодействие с ПВМ [8, 9].

Результаты численного моделирования и их анализ

Численное моделирование динамики трансформации формы импульса проводилось на основе выражений (3), а также формул (4–6), которые позволяют определить все элементы ИММР.

Основные параметры ОВ: показатели преломления сердцевины и оболочки n_{co}=1,504, n_{cl}=1,500; радиус сердцевины a=9,7 мкм, при этом на длине волны излучения λ=650 нм обеспечивалось распространение 16 ВМ (N=15). Параметры шероховатости поверхности сердцевины: радиус корреляции l_c=5 мкм; средняя высота шероховатости δ=5 нм.

Результаты моделирования трансформации формы импульса $y(t,z)$ при возбуждении ОВ модами различного порядка представлены на рис. 1, 2.

Форсированное искажение формы переднего фронта при возбуждении ОВ модой LP_{61} обусловлено в первую очередь перекачкой энергии из родительской ВМ в ПВМ более низкого порядка, групповая скорость которых выше. После того, как спектр ВМ в процессе самофильтрации достигает равновесного состояния, форма импульса $y(t,z)$ становиться близкой к отклику электронной интегрирующей цепи.

При возбуждении ОВ модой более низкого порядка LP_{31} энергия РВМ на начальных участках ОВ эффективно передается к ПВМ более высокого порядка, что проявляется в затягивании заднего фронта импульса. На расстояниях, превышающих длину нормализации модового спектра, форма импульса $y(t,z)$ не зависит от условий возбуждения ОВ, т. е. можно говорить о нормализации формы импульса.

Результат моделирования среднеквадратичного уширения [10] импульсной характеристики ОВ при его возбуждении модой LP_{01} представлен на рис. 3.

Среднеквадратичное уширение импульсной характеристики при возбуждении основной модой линейного многомодового ОВ на малых длинах пропорционально длине ОВ L, а при больших – пропорционально $\sqrt{L}$.

В литературе, как правило, рассматриваются лишь предельные случаи поведения представленной кривой [10]. Если длина ОВ превышает длину равновесного модового распределения, то спектр вол-

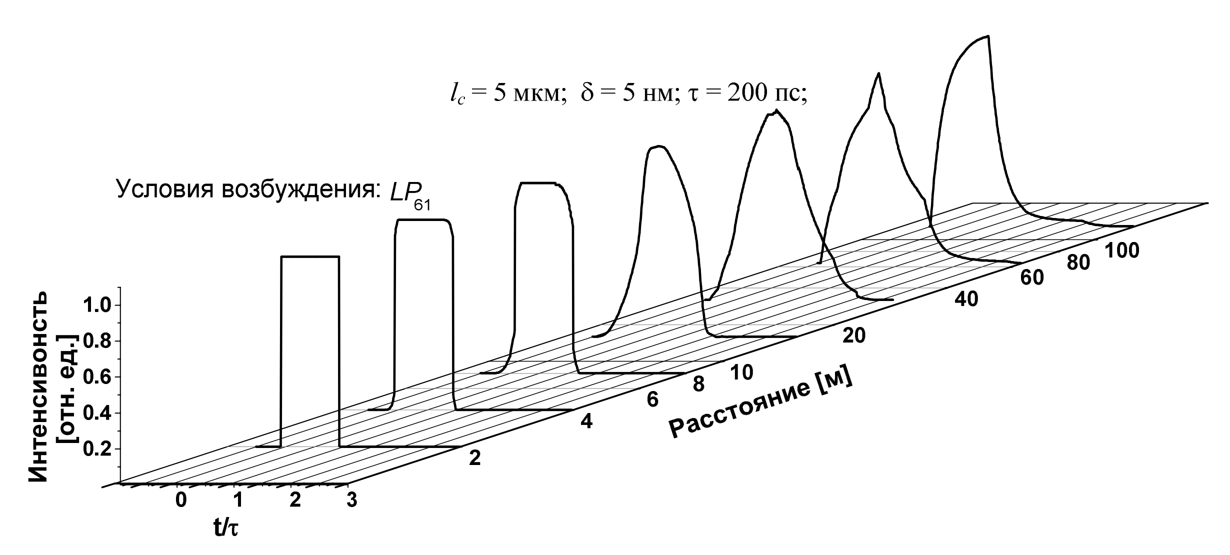


Рис. 1. *Нормализация оптического сигнала с прямоугольной огибающей y(t,z) в ОВ при его возбуждении модой LP_{61} (k=11)*

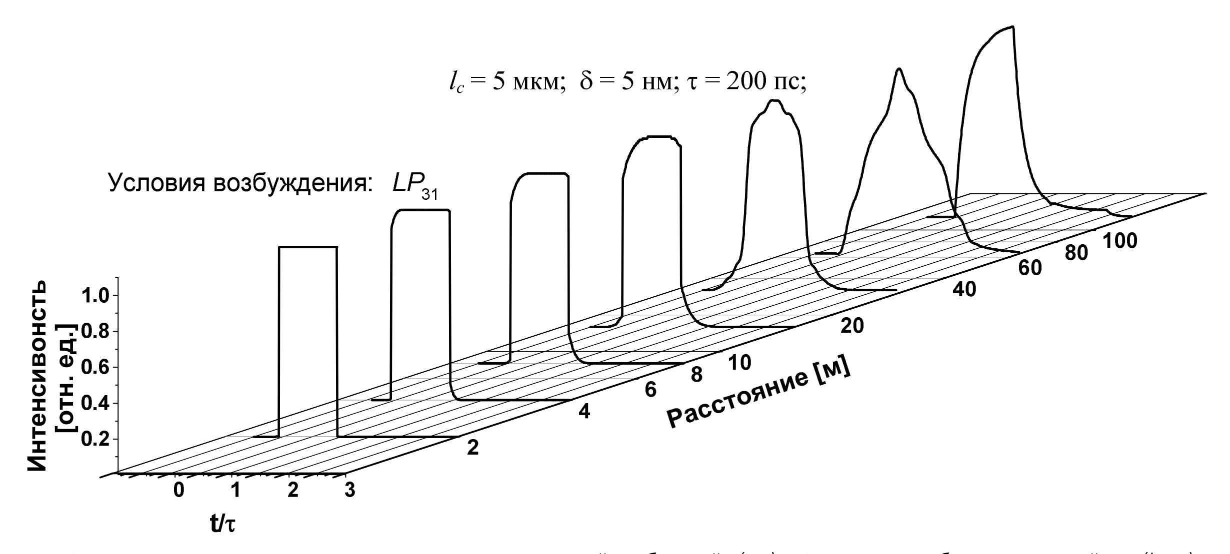


Рис. 2. *Нормализация оптического сигнала с прямоугольной огибающей y(t,z) в ОВ при его возбуждении модой LP_{31} (k=4)*

новодных мод сохраняет свое равновесное состояние (состояние нормализации), при этом $\sigma\sim\sqrt{L}$. В том случае, если длина ОВ значительно меньше длины равновесного модового распределения, то влияние межмодовой связи на зависимость $\sigma(L)$ оказывается пренебрежимо малым, поэтому используется следующая асимптотическая оценка: $\sigma\sim L$.

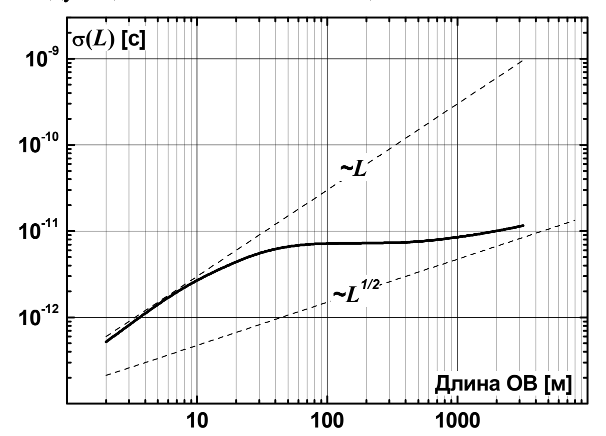


Рис. 3. *Дисперсионное уширение сигнала σ(L) в МОВ при возбуждении моды LP_{01}*

При моделировании динамических искажений сигналов, распространяющихся по реальным многомодовым оптическим волокнам, остро встает проблема нехватки вычислительных ресурсов. В полимерном оптическом волокне (ПОВ), радиус сердцевины которого a=490 мкм, числовая апертура NA=0,46, на длине волны λ=650 нм возможно распространение более чем $2{,}37\cdot10^{6}$ ВМ. При этом ИММР для указанного ОВ будет состоять примерно из $5{,}63\cdot10^{12}$ элементов, каждый из которых в свою очередь является вектором, описывающим импульсную характеристику соответствующей ВМ.

Задача аппроксимации спектра ВМ в первую очередь связана с проблемой выбора профиля формальной волноводной моды, которая должна заменить собой группу реальных ВМ. Амплитуда ВМ в области шероховатости определяет уровень радиационных потерь и коэффициент связи между ВМ.

В силу того, что для ПОВ характерен относительно большой радиус сердцевины, амплитуды пространственных угловых (азимутальных) гармоник энергетического спектра шероховатости практически равны. Поэтому эффективность взаимодействия различных ВМ, а также величина радиационных потерь ВМ будут определяться только радиальным порядком моды.

Расчет параметров формальных волноводных мод удобно проводить с помощью характеристического уравнения, которое устанавливает связь между азимутальным l и радиальным m порядками ВМ и ее постоянной распространения β_s [11]

$$a[n_{co}^2k_0^2-\beta_s^2-(\frac{l}{a})^2]^{1/2}-$$
$$-l\cos\frac{l}{a\sqrt{n_{co}^2k_0^2-\beta_s^2-(\frac{l}{a})^2}}=(m-\frac{1}{4})\pi-\phi_a/2\,.$$

где m – радиальный порядок, указывающий количество узлов поля ВМ в радиальном направлении; ϕ_a – фазовый сдвиг, возникающий при полном внутреннем отражении от стенки сердцевины ОВ.

При формировании ИММР, описывающей динамику трансформации импульса, переносимого группой формальных волноводных мод, также необходимо ввести дополнительный дисперсионный коэффициент уширения τ'_m для каждой родительской формальной волноводной моды. Указанный коэффициент позволит учесть эффекты межмодовой дисперсии, возникающие внутри каждой аппроксимированной группы реальных ВМ.

Дисперсионный коэффициент уширения родительских формальных волноводных мод τ'_m можно записать в виде

$$\tau'_m=\Delta\left(\frac{1}{V'_m}-\frac{1}{V_m}\right),\qquad(8)$$

где V'_m и V_m – групповые скорости реальных ВМ, находящихся на противоположных краях фрагмента спектра ВМ, аппроксимируемого одной формальной волноводной модой.

С учетом (8) выражение, определяющее матрицу ИММР (4), может быть переписано в виде

$$\left.\begin{aligned}h_{mm}&=(\mathrm{M}_{mm}/\tau'_m)\mathrm{Rect}((t-\tau_m)/\tau'_m),\quad \text{при}\quad m=n,\\ h_{mn}&=(\mathrm{M}_{mn}/\tau_{mn})\mathrm{Rect}((t-\tau_n)/\tau_{mn})\ ,\quad \text{при}\quad m\neq n.\end{aligned}\right\},$$

где Rect – функция, описывающая импульс с прямоугольной огибающей и длительностью τ.

Зависимость ширины полосы пропускания ПОВ от длины волокна, рассчитанная с применением описанного выше алгоритма аппроксимации спектра ВМ, представлена на рис. 4.

Основные параметры ПОВ, использованные в численном моделировании, соответствуют стандартному ПОВ *Toray PFU-CD1001*: показатели преломления сердцевины и оболочки n_{co}=1,492, n_{cl}=1,419; радиус сердцевины a=490 мкм. Аппроксимация спектра ВМ осуществлена 16-ю формальными волноводными модами. Длина волны излучения λ=650 нм.

Кружками на рис. 4 показанные экспериментальные данные для ПОВ *Toray PFU-CD1001.*

При моделировании зависимости, представленной на рис. 4, параметры шероховатости поверхности сердцевины были выбраны таким образом, чтобы обеспечить минимальное расхождение между экспериментальными и расчетными данными. Полученные значения параметров шероховатости поверхности сердцевины ОВ (радиус корреляции l_c=2 мкм; средняя высота шероховатости δ=300 нм). Незначительное расхождение полученных результатов обусловлено наличием дополнительных, неучтенных в модели, факторов, приводящих к межмодовому взаимодействию и дополнительным радиационным потерям (например, рассеяние Рэлея).

На начальных участках, значительно меньших длины установившейся вязи мод, и на длинах, зна-

чительно превышающих эту характерную дистанцию, поведение зависимости ширины полосы пропускания от длины ОВ соответствует хорошо известным асимптотам [10].

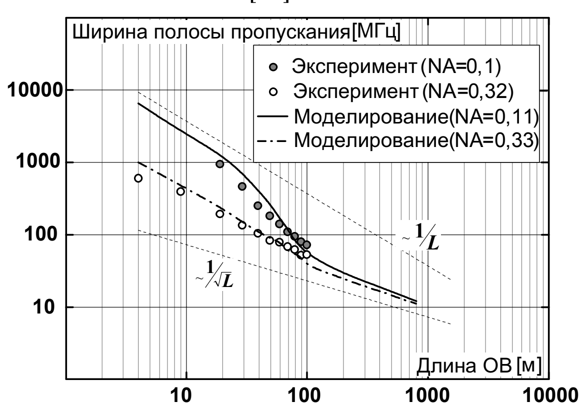


Рис. 4. *Зависимость ширины полосы пропускания от длины ПОВ*

Особенностью каждой из представленных на рисунке 4 ветвей зависимости $\Delta f(L)$ является наличие на них участков, на которых значение пространственной производной $d\Delta f(L)/dL$ достигает своего максимума, превышающего ее уровень в асимптотических областях. В пределах указанных участков происходит наиболее быстрое, форсированное снижение полосы пропускания ОВ при увеличении его длины. Объяснение данного эффекта не вызывает затруднений. Действительно, именно в указанных областях процесс нормализации модового спектра ОВ переходит в свою завершающую фазу. Первоначально наиболее мощные рабочие моды ослабляются и рассеиваются в ПВМ на шероховатостях предшествующих участков ОВ. В указанных областях они сравниваются по мощности с остальными «модами-потомками». Естественно, что в условиях переноса сигнала модовым спектром с равномерным распределением амплитуд, уровень, обусловленных межмодовой дисперсией, линейных искажений сигнала оказывается максимальным.

Заключение

Представлена математическая модель, описывающая эффекты линейных искажений сигнала в многомодовых оптических волокнах при наличии неоднородностей поверхности сердцевины.

Проведено сравнение результатов расчетного и натурного экспериментов по исследованию зависимости ширины полосы пропускания полимерного оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления от его длины, демонстрирующее хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

На длинах оптического волокна, значительно меньших длины установившейся связи мод, либо значительно превышающих ее, поведение зависимости ширины полосы пропускания волокна от его длины соответствует хорошо известным асимптотам.

Установлено, что отклик нерегулярного многомодового оптического волокна на расстояниях, превышающих длину установившейся вязи мод, стремится к форме отклика электронной интегрирующей цепи независимо от условий возбуждения оптического волокна.

Работа выполнена при финансовой поддержке организации INTAS (грант № 04-83-3239).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ghatak A., Thyagarajan K. Introduction to fibre optics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1998. – 565 p.
2. Daum W., Krauser J., Zamzow P.E., Ziemann O. Polymer Optical Fibers for Data Communication. – Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. – 462 p.
3. Сайндер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. – М.: Радио и связь, 1987. – 655 с.
4. Тамир Т. Волноводная оптоэлектроника. – М.: Мир, 1991. – 574 с.
5. Аппельт В.Э., Задорин А.С., Круглов Р.С. Трансформация поля в многомодовом оптическом волноводе со случайными нерегулярностями поверхности пленки // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 99. – № 4. – С. 645–653.
6. Аппельт В.Э., Круглов Р.С. Матричная импульсная характеристика многомодового оптического волновода // Радиотехника, электротехника и энергетика: Тез. докл. XI Междунар. научно-техн. конф. студентов и аспирантов. – М.: МЭИ, 2005. – Т. 1. – С. 80.
7. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Высшая школа, 1983. – 536 с.
8. Kruglov R., Appelt V., Zadorin A., Bunge C.-A., Poisel H., Ziemann O. Mode spectrum transformation in multimode fibres with rough surface // POF&MOC2006: Proc. of 15th Intern. Conf. on Plastic Optical Fibre. – Seoul, 2006. – P. 503–513.
9. Круглов Р.С., Аппельт В.Э., Задорин А.С.. Динамические искажения сигналов в многомодовых оптических волокнах // Доклады ТУСУРа. – 2006. – № 5(13). – С. 40–45.
10. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение излучения. – М.: Мир, 1989. – 664 с.
11. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. – М.: Мир, 1980. – 657 с.